



Influence de la forme axiale du flux sur le taux de conversion et la durée du cycle entre rechargements pour du combustible ThPu et Unat dans les réacteurs CANDU

R. Chambon

► To cite this version:

R. Chambon. Influence de la forme axiale du flux sur le taux de conversion et la durée du cycle entre rechargements pour du combustible ThPu et Unat dans les réacteurs CANDU. 2006. in2p3-00124014

HAL Id: in2p3-00124014

<https://hal.in2p3.fr/in2p3-00124014>

Submitted on 12 Jan 2007

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Influence de la forme axiale du flux sur le taux de conversion et la durée du cycle entre rechargements pour du combustible $ThPu$ et U_{nat} dans les réacteurs CANDU

Richard Chambon

2 janvier 2007

Rapport interne: LPSC 06.130

Laboratoire de Physique Subatomique et de Cosmologie

53 Av. Des Martyrs

38000 Grenoble

FRANCE

Résumé :

Pour faire face au besoin énergétique mondial croissant, le parc nucléaire mondial doit non seulement se renouveler mais aussi grandir. Ainsi, l'introduction de nouveaux types de réacteur et de nouveaux cycles de combustible sont aujourd'hui proposés. La faisabilité technologique et économique ainsi que la transition du parc actuel vers un parc renouvelé ne pourra se faire sans études de scénario. Celles-ci sont sensibles aux performances des réacteurs. Le taux de conversion et la durée du cycle entre rechargements sont des paramètres importants lors des études de scénarios. Dans ce cadre, nous avons étudié l'utilisation du thorium dans les CANDU, et plus particulièrement l'influence de la forme axiale du flux, i.e. du mode de rechargement, sur le taux de conversion et la durée du cycle entre rechargements. Les résultats montrent qu'en première approximation, il n'y a pas besoin de tenir compte de la forme axiale du flux lors du calcul de transport de neutrons dont les résultats sont utilisés pour l'évaluation du taux de conversion. Cependant, le temps entre les rechargements diffère de plusieurs pourcents si la forme axiale du flux est prise en compte dans les calculs de transport. Ainsi, si le burnup ou la fréquence des rechargements sont des paramètres qui influencent beaucoup les scénarios de déploiement d'un parc nucléaire, il est recommandé d'utiliser une approche plus fine qu'une simple évolution en transport d'une cellule/assemblage typique. Enfin, cette étude ne se veut pas générale qu'en aux résultats obtenus, mais fournit une méthode de calcul détaillée utilisable pour n'importe quelle combinaison mode de rechargement / combustible dans un réacteur de type CANDU.

Mots clefs :

CANDU, taux de conversion, flux axial, ThPu, Unat, DRAGON, DONJON

1 Introduction

Afin de juger la pertinence des différents cycles au thorium, un des moyens est de calculer le taux de conversion (CR). En effet en simulant la teneur des différents éléments lourds lors de la sortie du cœur, différents scénarios peuvent être envisagés : type de réacteur, avec ou sans recyclage, parc symbiotique ou non. Une manière rapide de calculer le taux de conversion d'un réacteur est de faire évoluer une cellule ou un assemblage typique du réacteur en transport. Les sections efficaces et la composition du combustible sont alors connus en fonction du temps, et donc indirectement en fonction du burnup, i.e. de la quantité d'énergie relâchée par ce dernier. Chaque cellule ou assemblage fournit une quantité d'énergie différente lors de son passage dans le réacteur, un burnup moyen de sortie est donc défini comme la moyenne des burnups des assemblages utilisés. Avec l'estimation de ce burnup moyen de sortie du combustible pour un cœur, les sections efficaces et les concentrations isotopiques du combustible peuvent alors être interpolées pour cette cellule typique. Ceci permet alors de calculer le CR et donc l'autonomie en fissile du cycle.

Dans ce cadre, l'utilisation du thorium dans les réacteurs de type CANDU (figure 1) est étudiée plus en détail. La particularité des CANDU est d'avoir un rechargement en marche. De plus, très rapidement le cœur

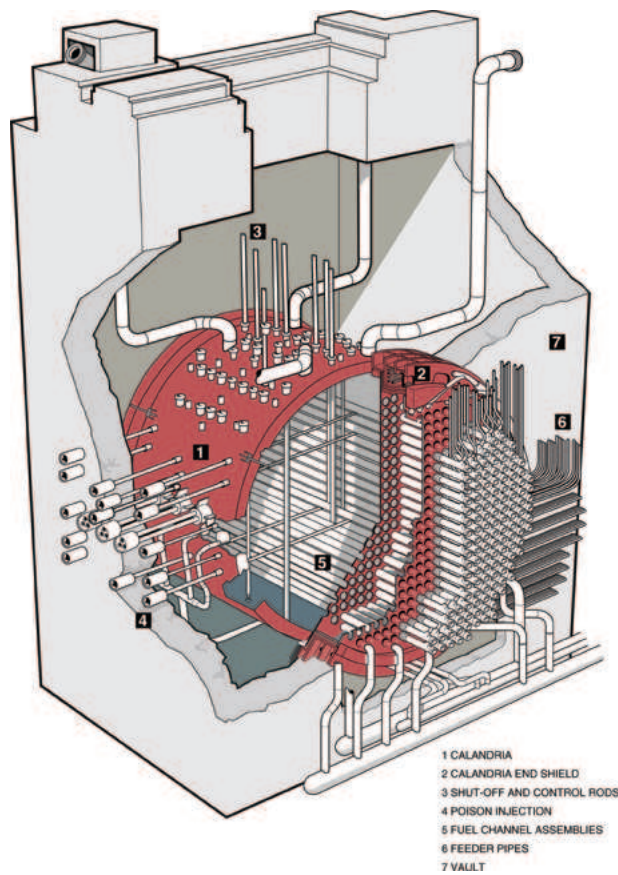


FIG. 1 – Réacteur CANDU6

atteint l'équilibre du rechargement (typiquement en moins d'un an). Les calculs de design se font donc en général avec le modèle moyenné dans le temps (*time-average* TA). Succinctement, ce modèle consiste à utiliser pour résoudre l'équation de diffusion, non pas les propriétés actuelles du combustible, mais une moyenne entre deux rechargements (éq. (1)).

$$\bar{\Sigma}_{jk} = \frac{1}{B_{jk}^{eoc} - B_{jk}^{boc}} \int_{B_{jk}^{eoc}}^{B_{jk}^{boc}} \Sigma(B).dB \quad (1)$$

où B_{jk}^{boc} et B_{jk}^{eoc} représentent les burnups respectivement au début et à la fin du cycle de la grappe k du canal j .

Cependant, plusieurs modes de rechargement sont envisageables comme le souligne Milgram [1]. Les différentes gestions du combustible influencent la forme du flux, et par conséquent les fuites de neutrons vers l'extérieur du réacteur, le spectre du flux et le taux de conversion qui dépend de l'intensité du flux [2].

Le but de cette étude est d'apprécier l'approximation faite lors du calcul de transport en faisant évoluer la cellule typique avec un flux constant, i.e. sans prendre en compte la forme axiale du flux dans l'obtention des propriétés (sections efficaces, énergie moyenne relachée par fission ...). De plus, cela nous permettra de développer une méthodologie pour trouver le temps entre rechargements (i.e. le burnup moyen de sortie) avec un bon compromis effort de calcul / précision.

2 Méthodologie

Pour comparer l'approche utilisée couramment avec une méthode la plus détaillée possible (dans un temps de calcul raisonnable), nous utiliserons les codes de neutronique déterministes DRAGON [3] en transport pour obtenir les propriétés dépendantes du burnup et DONJON [4] en diffusion pour simuler le réacteur. Nous procéderons en plusieurs étapes :

- 1 Faire un calcul de coeur usuel : i.e. obtenir les propriétés avec DRAGON, puis simuler le coeur avec DONJON.
- 2a Trouver la puissance moyenne de chaque grappe selon l'axe z : i.e obtenir la forme de puissance axiale dans le sens du rechargement pour chaque zone.
- 2b Calculer le temps moyen entre deux rechargements pour chaque zone également.

TAB. 1 – Concentration isotopique du Pu

	%
Pu238	3.08
Pu239	52.35
Pu240	24.53
Pu241	12.27
Pu242	7.77

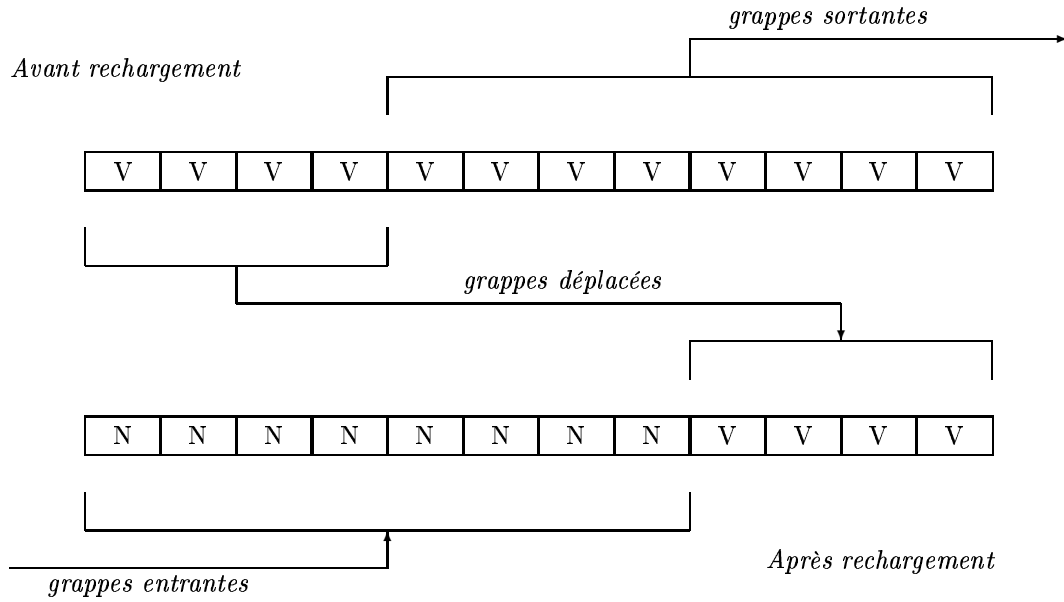


FIG. 2 – Exemple de rechargement d'un canal, 8 grappes à la fois (*8 bundle shift*)

- 3 Recalculer les propriétés avec DRAGON mais pour chaque type de grappe (puissance qui dépend du temps et de la position) et resimuler le coeur avec DONJON.
- 4a Comparer les différents résultats dans DONJON : le burnup moyen de sortie, la distribution de puissance dans le coeur, la puissance canal maximum
- 4b Comparer les différents résultats dans DRAGON : les estimations des temps de cycle et le taux de conversion.

La méthode est résumée à la figure 11 en annexe. Enfin, nous résumerons et concluerons, avant de recommander une méthode pour l'approximation du taux de conversion et de la durée du cycle entre rechargements.

3 Etape 1 : Calcul de référence

Nous avons étudié l'influence du mode de rechargement sur le taux de conversion dans les réacteurs de type CANDU-6. Deux combustibles ont été envisagés et testés : l'uranium naturel (U_{nat}) et un mélange thorium-plutonium ($ThPu$, 2%at Pu composition dans le tableau 1). Un mode de rechargement à 8 grappes sur les 12 que contient un canal est utilisé (figure 2). Au niveau du réacteur, les calculs de diffusion sont effectués à 2 groupes.

Pour représenter le plus fidèlement le fonctionnement du réacteur, les barres de contrôle et de compensation sont incluses dans le modèle. La puissance canal maximum autorisée (P_C) est d'environ $6700kW$. Le k_{eff} visé pour le coeur avec le modèle moyenné dans le temps est de 1 puisque la description du réacteur est assez complète. Cela permet d'avoir un estimé assez précis du burnup moyen de sortie du réacteur, et donc du niveau de fuites vers l'extérieur du réacteur lors du calcul de $\overline{k_{eff}}$ en transport.

La fréquence des rechargements de chaque canal peut être différente, et donc le burnup moyen de sortie. Cependant, la gestion du combustible est généralement simplifiée en prenant des zones (ensembles de canaux) pour lesquelles le burnup moyen de sortie est constant. Dans cette étude, un modèle simple à deux zones

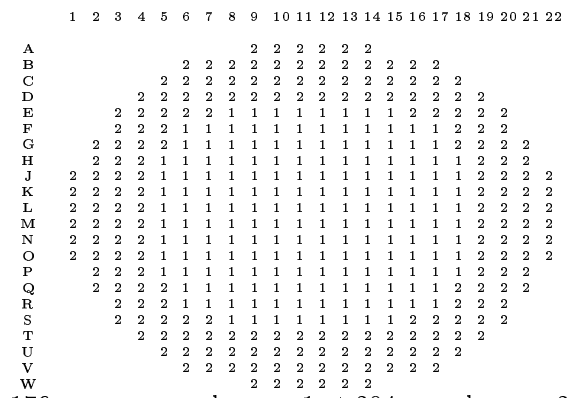


FIG. 3 – Distribution des 2 zones de burnup

TAB. 2 – Burnup et puissance sans tenir compte de la forme axiale du flux.

	$\overline{B^e}$	B_1^e	B_2^e	$\overline{P_{C1}}$	$\overline{P_{C2}}$	$P_{C,max}$
U_{nat}	7590.8	8450.5	6851.8	6034.6	4911.2	6707
$ThPu$	4527.6	5201.4	4001.1	5909.2	5019.4	6680

B en $MWj/t - U$ et P en kW

concentriques de burnup est utilisé pour la gestion du combustible dans le CANDU6 (figure 3).

La puissance totale du réacteur est de 2064MW, ce qui représente approximativement en moyenne pour chaque grappe $P_g = 450kW$. La puissance utilisée dans DRAGON p_{me} pour faire évoluer les propriétés est donnée par la puissance moyenne de grappe divisée par la masse d'éléments lourds dans le combustible : i.e. $p_{me} = P_g/m_e = P_g/(V*d*f)$ où m_e est la masse d'éléments lourds dans la grappe, V le volume du combustible, d sa densité et f la fraction massique des éléments lourds dans le combustible.

Les burnups moyens de sortie sont ajustés dans chaque zone pour avoir un réacteur critique et une puissance canal maximum proche de la limite de 6700kW. Les résultats sont donnés dans le tableau 2. Grossièrement, le burnup moyen permet de contrôler la criticité du réacteur, tandis que le rapport des burnups entre les zones permet de limiter le pic de puissance. Pour une même puissance maximum, le rapport B_1/B_2 peut varier d'un combustible à l'autre. Il est en effet de 3.7/3.0 pour l' U_{nat} et de 3.9/3.0 pour le $ThPu$.

4 Etape 2a : Calcul de référence, estimation du profil axial de puissance

Le rechargement, tout comme la circulation du caloporteur, dans les réacteurs CANDU-6 se fait de manière bi-directionnelle, i.e. change de sens un canal sur deux. Aussi, pour mieux tenir compte de la puissance fournie par les grappes pendant leur temps de résidence dans le cœur, il est préférable de ne pas faire la moyenne des puissances de grappes par plan, mais plutôt en damier sur chaque plan, pour que toutes les grappes neuves soient bien séparées des grappes qui sont restées plusieurs cycles dans le cœur.

La forme de puissance axiale vue *dans le sens du courant (i.e. du rechargement)* pour chaque zone est alors donnée par le tableau 3. Nous pouvons remarquer que même si la moyenne est faite dans le sens du courant, le profil axial est quasiment symétrique. Ceci est dû au mode de rechargement biaxial et au couplage des canaux adjacents.

En prenant en compte la puissance canal moyenne de chaque zone (tableau 2), on obtient la puissance des grappes (tableau 4).

Pour chaque cas et chaque zone, on peut regrouper les 4 grappes du centre (notées EH dans le tableau 4) qui ne reste qu'une seule fois dans le réacteur car elles fournissent une puissance similaire. Les 4 premières grappes (A, B, C et D) restent chacune pour deux cycles mais voient des puissances trop différentes pour les approximer par une seule valeur.

TAB. 3 – Profil axial de puissance (dans le sens du rechargement)

In – > Out	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
U_{nat} #1	2.13	6.01	8.88	10.35	11.15	12.20	12.20	11.15	10.16	8.35	5.47	1.94
U_{nat} #2	1.56	4.75	7.99	10.35	12.38	13.30	13.30	12.38	10.27	7.74	4.49	1.48
$ThPu$ #1	2.26	5.98	8.69	10.30	11.35	12.40	12.40	11.34	9.97	8.03	5.32	1.94
$ThPu$ #2	1.72	4.86	7.98	10.37	12.42	13.33	13.33	12.42	10.14	7.52	4.41	1.50

en % de la puissance canal.

TAB. 4 – Profil axial de puissance de grappe

	1	2	3	4	5	6	7	8	9(1')	10(2')	11(3')	12(4')
U_{nat} #1	129	363	536	625	673	736	736	673	613	504	330	117
U_{nat} #2	77	233	393	508	608	653	653	608	504	380	220	73
$ThPu$ #1	134	353	514	609	671	733	733	670	589	475	315	115
$ThPu$ #2	87	244	401	520	624	669	669	623	509	377	221	75
	A	B	C	D	EH	EH	EH	EH	A	B	C	D

en kW par grappe.

5 Etape 2b : Calcul de référence, estimation du temps entre les rechargements

A l'étape 2a, nous avons obtenu la puissance effectivement délivrée par les grappes suivant leur position. Avant de pouvoir faire évoluer en transport les différentes grappes typiques avec les puissances du tableau 4, nous devons calculer le temps moyen T_{re} par zone entre les rechargements. Pour cela, nous repartirons de la définition du burnup moyen de sortie B_e d'un canal donnée à l'équation (2). En appliquant cette dernière équation à un canal moyen d'une zone i (B^e et P_C = burnup et puissance moyens du canal), nous pouvons isoler T_{re} de la zone correspondante.

$$B^e = \frac{1}{n_S} \sum_k \Delta B_k = \frac{1}{n_S \cdot m_b} \sum_k P_k \cdot T_{re} \quad (2)$$

$$T_{re} = \frac{n_S \cdot m_b \cdot B^e}{\sum_k P_k} = \frac{n_S \cdot m_b \cdot B^e}{P_C} \quad (3)$$

où n_S représente le nombre de grappes neuves insérées par rechargement, m_b la masse du combustible, P_k la puissance de grappe k et P_C la puissance du canal. Il est très important de prendre des unités cohérentes pour m_b et B_e , à savoir la masse totale du combustible (O compris) avec un burnup en MWj/t ou la masse des éléments lourds (O non compris) avec le burnup en $MWj/t - U$. Les deux types d'unités peuvent être utilisées à condition de tenir compte de la fraction massique (f) initiale des éléments lourds. Dans DRAGON et DONJON, le burnup est exprimé en $MWj/t - U$.

Le temps moyen T_{re} pour chaque zone pour les deux types de combustible est donné au tableau 5.

TAB. 5 – Temps entre les rechargements dans le cœur avec des propriétés qui ne tiennent pas compte de la forme axiale du flux.

	#1	#2	Tot
U_{nat}	230	229	229.5
$ThPu$	129	117	123

TAB. 6 – Burnup et puissance en tenant compte de la forme axiale du flux.

	$\overline{B^e}(MWj/t)$	$B_1^e(MWj/t)$	$B_2^e(MWj/t)$	$\overline{P_{C1}}(kW)$	$\overline{P_{C2}}(kW)$	$P_{C,max}$
U_{nat}	7323.3	8153.9	6611.3	6027	4918	6709
$\Delta\%$	-3.52	-3.51	-3.51	-0.13	0.14	
$ThPu$	4184.7	4812.9	3702.5	5858	5063	6731
$\Delta\%$	-7.57	-7.47	-7.47	-0.86	0.87	

$\Delta\% = (multi - uni)/uni * 100$

TAB. 7 – Temps entre les rechargements dans le cœur avec des propriétés qui tiennent compte de la forme axiale du flux.

	#1	#2	Tot
U_{nat}	222	221	221.5
$\Delta\%$	-3.39	-3.64	-3.52
$ThPu$	120.5	107.5	113.5
$\Delta\%$	-6.67	-8.27	-7.49

6 Etape 3 : Calcul précis des propriétés cellules et calcul précis du cœur

La puissance délivrée et le temps de résidence pour chaque position de grappe sont maintenant connus, 10 calculs d'évolution en transport (A, B, C, D, EH ; zones 1 et 2) sont faits par cas traité (U_{nat} et $ThPu$). Dans le cas de l' U_{nat} , pour les grappes qui changent de position, le temps entre rechargement est suffisamment proche pour utiliser la valeur moyenne pour les deux zones. Dans le cas du $ThPu$, 130 et 110 jours ont été utilisés comme valeur pour le temps de changement de la puissance dans les zones 1 et 2 respectivement. La puissance est donnée par le tableau 4 (valeurs arrondies à 10kw près).

Les propriétés tenant compte du mode de rechargement étant obtenues, un nouveau calcul de cœur peut être fait. Il est à noter qu'il faut penser au rechargement bidirectionnel : i.e. les numéros de mixtures doivent être en damier dans la définition de la géométrie et du réseau.

7 Etape 4a : Comparisons des résultats au niveau du cœur

Nous avons dans un premier temps comparé les résultats obtenus au niveau du cœur. Ces derniers sont regroupés dans les tableaux 6 à 8 et les figures 4 et 5.

Lorsque la forme de flux axiale est prise en compte, le burnup moyen de sortie $\overline{B^e}$ du cœur est plus petit. Ceci se traduit par une réduction du temps entre les rechargements par le même rapport (3.5% pour l' U_{nat} et 7.5% pour le $ThPu$) étant donné que les deux sont proportionnellement liés par la puissance moyenne (eq. (2)). La puissance totale est forcément la même, mais sa distribution change. La partie périphérique du cœur voit sa puissance augmenter au dépend de celle du centre. Cela se traduit de deux manières. Premièrement radialement, une diminution de la puissance canal moyenne dans la zone 1 est obtenue au profit de la zone 2 (tableau 6). D'un point de vue distribution, un creux au centre est observable dans la différence entre les distributions de puissance canal obtenues en tenant compte du mode de rechargement ($P_C(multi)$) et celle sans en tenir compte ($P_C(uni)$) (fig. 4 et 5). Ensuite axialement, les plans sur le bord du réacteur (# 1 à 3 et 10 à 12) voient leur puissance augmenter au détriment de ceux du centre (# 4 à 9) (tab. 7). Il est à noter que l'effet est environ deux fois plus marqué pour le $ThPu$ que pour l' U_{nat} .

8 Etape 4b : Comparaisons des résultats au niveau de la cellule

Nous avons également comparé les résultats obtenus au niveau du calcul de cellule. La valeur moyenne du facteur de multiplication des neutrons $\overline{k_\infty}$ des grappes dans le cœur peut être approximé par celui d'une cellule

TAB. 8 – Profil axial de puissance (dans le sens du rechargement)

In – > Out	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
U_{nat} #1	2.3	6.24	8.97	10.26	10.97	11.99	11.99	10.97	10.07	8.43	5.71	2.11
Δ	0.17	0.23	0.09	-0.09	-0.18	-0.21	-0.21	-0.18	-0.10	0.08	0.24	0.16
U_{nat} #2	1.7	4.97	8.1	10.3	12.2	13.08	13.08	12.2	10.21	7.84	4.71	1.6
Δ	0.13	0.22	0.11	-0.06	-0.18	-0.22	-0.22	-0.18	-0.06	0.10	0.22	0.12
$ThPu$ #1	2.57	6.51	8.96	10.18	10.95	11.86	11.86	10.94	9.83	8.28	5.85	2.2
Δ	0.31	0.53	0.27	-0.12	-0.40	-0.54	-0.54	-0.40	-0.14	0.25	0.52	0.26
$ThPu$ #2	1.97	5.35	8.27	10.25	12.02	12.8	12.8	12.01	10.04	7.82	4.92	1.75
Δ	0.26	0.49	0.29	-0.12	-0.41	-0.53	-0.53	-0.41	-0.10	0.30	0.51	0.25

en % de la puissance canal, $\Delta = P_C(multi) - P_C(uni)$.

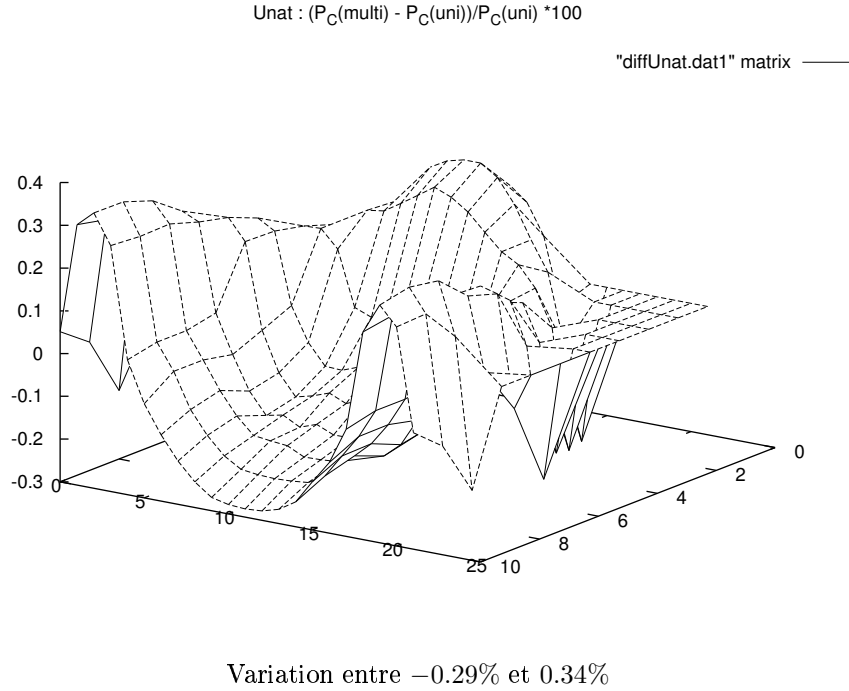
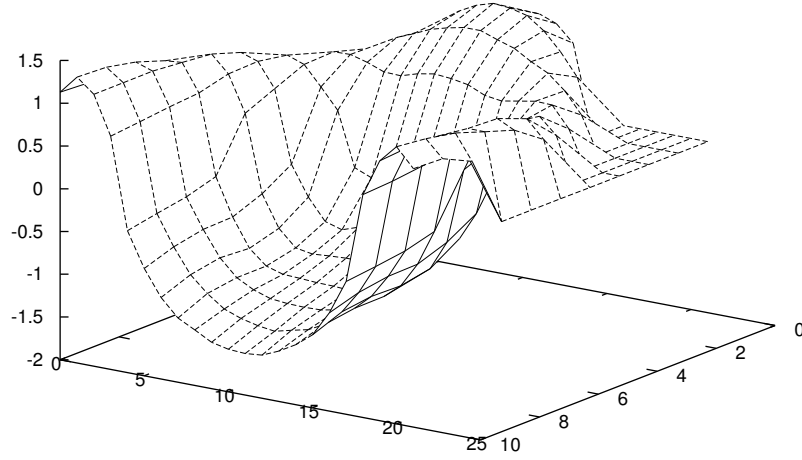


FIG. 4 – Différence de distribution de la puissance canal (%) pour l' U_{nat}



Variation entre -1.51% et 1.34%

FIG. 5 – Différence de distribution de la puissance canal (%) pour le *ThPu*

avec l'équation (4). Cela par du principe que le cœur est rechargé quasiment en continu, il est donc composé de grappes complètement neuves et d'autres prêtes à sortir en passant par toute la gamme en ces deux extrêmes.

$$\overline{k_{\infty}}(T_{cyc}) = \frac{1}{T_{cyc}} \int_0^{T_{cyc}} k_{\infty}(t) dt \quad (4)$$

où t et T_{cyc} représentent respectivement le temps et le temps moyen de résidence des grappes dans le cœur. Si on prend en compte le rechargement, chaque grappe qui est dans le réacteur passe en moyenne $n_k/n_S = 1.5$ fois le temps entre deux rechargements. On peut alors écrire que le $\overline{k_{\infty}}$ du cœur pour un temps donné T_{re} entre les rechargements est décrit par l'équation (5).

$$\overline{k_{\infty}}^{\text{cœur}} \approx \overline{k_{\infty}}(T_{re}) = \frac{1}{T_{re}} \int_0^{T_{re}} k_{\infty}(t') dt' \quad (5)$$

où t' et T_{re} représentent respectivement le temps et le temps entre deux rechargements en moyenne dans le cœur. Nous avons alors $t' = n_S/n_k \cdot t$. Les différents résultats X obtenus par cette approche sont notés dans notre cas $X^{(1demi)}$. Schématiquement, cette méthode est illustrée par la figure 6.a.

Pour le cas à plusieurs ensembles de section efficaces, nous devons tenir compte du nombre de cycles n_C que passe chaque type de grappe k dans le réacteur. La valeur de $\overline{k_{\infty}}$ d'une grappe de type k en moyenne est alors donnée par (6).

$$\overline{k_{\infty}}^{(k)}(T_{re}, n_C) = \frac{1}{n_C^{(k)} \cdot T_{re}} \int_0^{n_C^{(k)} \cdot T_{re}} k_{\infty}(k)(t) dt \quad (6)$$

Dans le cas où n_C n'est pas le même pour toutes les grappes, ou si les sections efficaces en fonction du temps sont différentes suivant les grappes, il faut faire la moyenne par rapport au nombre de grappes de chaque type dans le réacteur. Dans notre cas, avec la notation des tableaux précédents, cela donne :

$$\overline{k_{\infty}}^{\text{cœur}} = \frac{1}{n_{ch}} \sum_i n_{ch}^i (k_{\infty}^A(2T_{re}) + k_{\infty}^B(2T_{re}) + k_{\infty}^C(2T_{re}) + k_{\infty}^D(2T_{re}) + 4k_{\infty}^{EH}(T_{re}))/8 \quad (7)$$

où i représente le numéro de zone, et n_{ch} le nombre de canaux. Les différents résultats X obtenus par cette approche sont notés dans notre cas $X^{(N)}$. Une version schématique de cette méthode est présentée à la figure 6.c. Une note générale quant aux résultats obtenus avec la méthode N doit être faite. Plus on s'écarte du temps entre les rechargements T_{re}^N pour lequel les sections efficaces ont été calculées, moins les résultats pour $\overline{k_{\infty}}$, CR et M_{fis} sont valides. En effet, si par exemple le temps entre les rechargements T_{re} est plus grand que celui

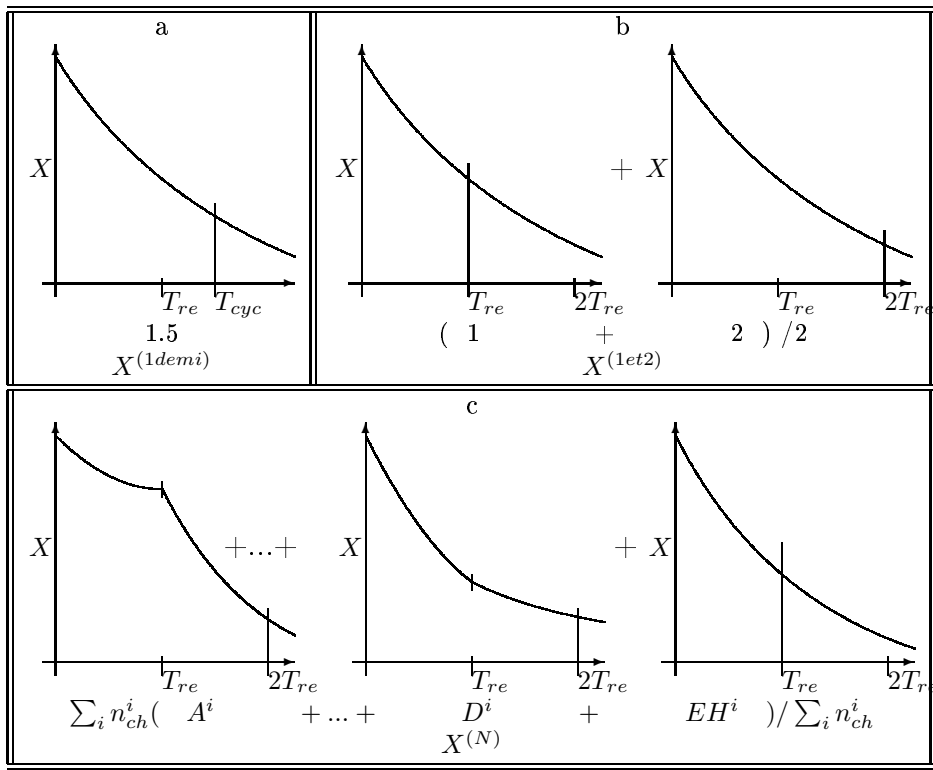


FIG. 6 – Schémas des méthodes de calcul

utilisé pour l'obtention de l'ensemble des propriétés T_{re}^N , alors les grappes en position A et B (cf. tableau 4) n'auront pas évolué à basse puissance suffisamment longtemps, leur burnup sera donc trop grand pour le temps de sortie correspondant comme le montre schématiquement la figure 7.a. De même, les grappes C et D auront un burnup trop petit (figure 7.b). Mais, étant donné la quasi symétrie axiale de puissance, les conséquences de ces deux différences de burnup ont tendance à s'annuler. Dans le cas opposé où T_{re} est plus petit que T_{re}^N , le même raisonnement peut être fait.

Une manière intermédiaire entre les deux approches consiste à tenir compte du mode de rechargement (i.e. du nombre de cycles dans le cœur pour chaque grappe) sans prendre en compte les différents types de sections efficaces. Dans ce cas, nous pouvons écrire schématiquement l'équation (8).

$$\overline{k_{\infty}^{\text{cœur}}} = (k_{\infty}^{AD}(2T_{re}) + k_{\infty}^{EH}(T_{re}))/2 \quad (8)$$

Les différents résultats X obtenus par cette approche sont notés dans notre cas $X^{(1et2)}$ et la méthode est schématisée à la figure 6.b.

Les résultats obtenus sont regroupés au tableau 9. La valeur de $\overline{k_{\infty}^{\text{cœur}}}$ pour la méthode usuelle (i.e. des sections efficaces qui ne tiennent pas compte du rechargement, colonne 1) est légèrement plus petite que celle pour la méthode précise (colonne 5). Elle ne diffère que de moins de $1mk$ dans les deux cas. Cependant, cette différence est le résultat non seulement de la prise en compte ou non de la forme axiale du flux pour l'évaluation des sections efficaces, mais aussi des différents temps entre rechargements. Pour bien découpler les deux effets, nous avons repris la méthode usuelle mais appliquée pour le temps entre les rechargements correspondant au calcul précis (colonne 3). Les résultats montrent que la valeur de $\overline{k_{\infty}^{\text{cœur}}}$ est alors plus grande. L'effet est encore une fois plus grand pour le $ThPu$ que pour l' U_{nat} . Il y a donc deux effets qui se compensent : $\overline{k_{\infty}^{\text{cœur}}}$ augmenté si la forme axiale n'est pas prise en compte, et $\overline{k_{\infty}^{\text{cœur}}}$ diminué par le temps plus long entre les rechargements. La méthode hydride ($X^{(1et2)}$, colonne 2 et 4) a tendance à diminuer $\overline{k_{\infty}^{\text{cœur}}}$ par rapport aux résultats de la méthode usuelle dans le cas de l' U_{nat} et à l'augmenter dans le cas du $ThPu$. Il est donc difficile de la rejeter ou de la retenir.

Afin de voir la sensibilité de ces résultats avec la durée entre deux rechargements, nous avons tracé sur la figure 8 les valeurs approximatives de $\overline{k_{\infty}^{\text{cœur}}}$ estimées par les trois méthodes décrites précédemment (éq. (5), (7) et (8)).

Pour une même valeur de T_{re} , $\overline{k_{\infty}^{\text{cœur}}}$ est plus petit quand le profil axial est pris en compte pour la génération des sections efficaces pour les temps entre rechargements qui nous intéressent. L'écart est d'environ $1mk$ pour l' U_{nat} et de $4mk$ pour le $ThPu$, ce qui correspond à la différence entre les colonnes 3 et 5 du tableau 9. De la

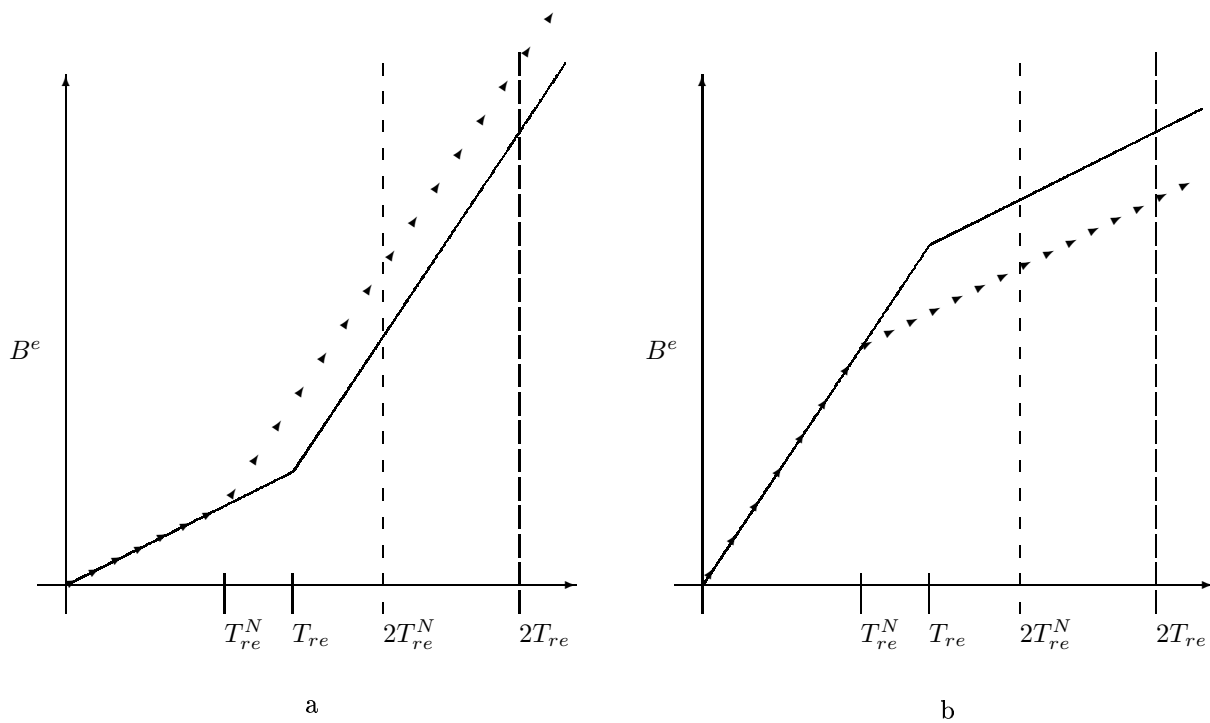


FIG. 7 – Burnup en fonction du temps

TAB. 9 – Approximation de $\overline{k_\infty}$ du cœur

	$\overline{k_\infty}$ -cœur avec la méthode				
	(1demi) et T_{re}^0	(1+2) et T_{re}^0	(1demi) et T_{re}^N	(1+2) et T_{re}^N	(N)
U_{nat}	1.04472	1.04439	1.04659	1.04617	1.04563
	$T_{re}^0 = 229.5$		$T_{re}^N = 221.5$		$T_{re}^{N,i} = 222/221$
$ThPu$	1.03499	1.03625	1.03929	1.04046	1.03575
	$T_{re}^0 = 123$		$T_{re}^N = 113.5$		$T_{re}^{N,i} = 120.5/107.5$

T_{re} en jours

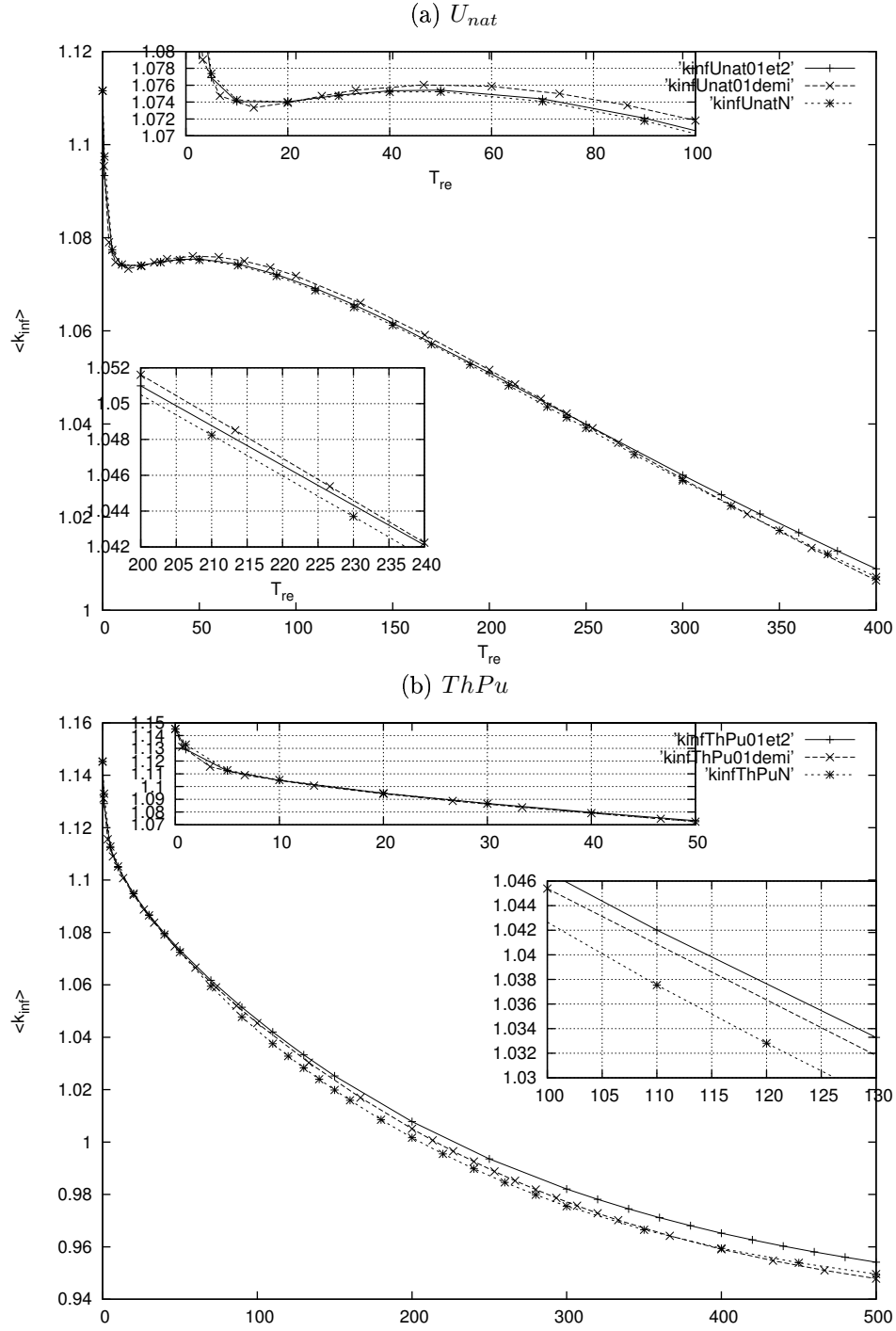


FIG. 8 – Moyenne du facteur de multiplication des neutrons $\overline{k_{\infty}}$

TAB. 10 – CR (%) et inventaire (g) pour l' U_{nat}

U_{nat}	Initial	Méthode				
		(1demi) et T_{re}^0	(1+2) et T_{re}^0	(1demi) et T_{re}^N	(1+2) et T_{re}^N	(N)
CR	0.00	73.67	74.01	73.46	73.81	73.52
242Pu	0.00	1.24	1.50	1.13	1.37	1.14
241Pu	0.00	4.52	4.50	4.31	4.29	4.26
240Pu	0.00	20.71	20.40	19.85	19.61	19.81
239Pu	0.00	51.84	50.05	51.33	49.55	51.24
238U	20390.70	20235.70	20234.75	20241.30	20240.40	20241.32
236U	0.00	14.64	14.11	14.37	13.86	14.30
235U	141.93	44.09	47.47	45.94	49.19	46.41
$\sum M_{fis}$	141.93	100.46	102.02	101.58	103.03	101.91

même façon, pour une même valeur de $\overline{k_\infty}$, T_{re} est plus petit avec la méthode précise. L'écart est d'environ 5 jours pour l' U_{nat} et de 8 jours pour le $ThPu$.

Nous avons également comparé l'influence de prendre en compte le mode de rechargement dans les calculs de cellule sur les inventaires et le taux de conversion. Les résultats sont donnés aux tableaux 10 et 11. Parmi les actinides suivis, seul ceux avec des concentrations non négligeables et avec des demi vies suffisamment longues sont regroupés dans les résultats. Le taux de conversion représente la quantité de fissile produite M_{fis}^{prod} par rapport à celle d'éléments lourds fissionné M_{nl}^{cons} (eq. (9)), ou autrement dit combien d'éléments fissiles crée chaque fission. La quantité de fissile produite ne peut être directement obtenue à la sortie du réacteur, puisqu'une partie a fissionné. Cependant, on peut faire le bilan en fissiles entre le combustible neuf et usé : variation $\Delta M_{fis} = \text{production } M_{fis}^{prod} - \text{consommation } M_{fis}^{cons}$. La masse en fissile consommée est approximée par la masse d'éléments lourds perdue. En isolant M_{fis}^{prod} , le CR est alors donné par l'équation (10).

$$CR(t) = \frac{M_{fis}^{prod}(t)}{-M_{nl}^{cons}(t)} \quad (9)$$

$$CR(t) = \frac{\Delta M_{fis}(t) + M_{fis}^{cons}(t)}{-M_{nl}^{cons}(t)} = \frac{\Delta M_{fis}(t) - M_{nl}^{cons}(t)}{-M_{nl}^{cons}(t)} = 1 - \frac{\Delta M_{fis}(t)}{\Delta M_{nl}(t)} = 1 - \frac{M_{fis}(t) - M_{fis}(0)}{M_{nl}(t) - M_{nl}(0)} \quad (10)$$

Que ce soit pour l' U_{nat} ou le $ThPu$, le taux de conversion CR n'est presque pas dépendant de la méthode choisie pour le calculer, les écarts observés sont au maximum de 1%. En ce qui concerne les concentrations, il est encore une fois difficile de comparer directement les résultats obtenus avec la méthode usuelle (1demi) et son temps de cycle correspondant (colonne 2 des tableaux 10 et 11) avec ceux de la méthode précise (N) (colonne 6), étant donné que deux effets sont mêlés. La comparaison entre la méthode précise et la méthode usuelle avec le temps de la méthode précise (colonne 4) donne l'effet de la prise en compte dans le calcul de transport de la forme de flux dans le réacteur. Pour l' U_{nat} , la différence est minime, au maximum 0.5g de surestimation par la méthode usuelle sur la consommation d'235U, soit 1% de sa masse finale et moins de 0.3% de sa masse initiale. Pour le $ThPu$, la différence est légèrement plus grande en terme de poids pour les éléments pris individuellement. La méthode usuelle a tendance à sousestimer la quantité consommée des noyaux fissiles présent initialement (+1g pour le 239Pu et 0.1g pour le 241Pu, soit 0.45% de la masse initiale de fissiles), mais cela est balancé par la quantité moindre de nouveaux fissiles produits (+0.2g pour le 233U et -1.4g pour le 233Pa). La méthode hybride (1+2) sousestime systématiquement la quantité consommée de fissiles initialement par rapport à la méthode usuelle, et ce quelques soient le cas et le temps entre les rechargements envisagés.

Afin de voir la sensibilité de ces résultats à la durée entre deux rechargements, nous avons tracé sur les figures 9 et 10 les valeurs approximatives du taux de conversion CR et l'inventaire des noyaux fissiles à la sortie du réacteur M_{fis} .

En conservant en mémoire la restriction décrite pour l'approche N, nous pouvons dire que les résultats entre la méthode dite usuelle et la méthode dite précise sont les mêmes jusqu'à T_{re}^N . Ensuite, ils diffèrent légèrement mais restent dans une fourchette de 1%, que ce soit pour le CR ou l'inventaire des noyaux fissiles à la sortie du réacteur $\sum M_{fis}$. L'effet de la méthode est encore une fois légèrement plus marqué pour le $ThPu$. Même si un CR équivalent est obtenu avec les deux types de combustible pour leur temps de résidence respectif, leur inventaire de fissiles ne se comporte absolument pas de la même façon. En effet, pour l' U_{nat} , la quantité de fissile totale ne cesse de diminuer avec le burnup, il le reste plus qu'environ 70% de la masse initiale de fissile pour le temps entre rechargement calculé. En comparaison, la quantité de fissiles pour le $ThPu$ est à peu près constante, une diminution d'au maximum 10% est obtenue au moment où le combustible est sortie du réacteur.

TAB. 11 – CR (%) et inventaire (g) pour le *ThPu*

<i>ThPu</i>	Initial	Méthode				
		(1demi) et T_{re}^0	(1+2) et T_{re}^0	(1demi) et T_{re}^N	(1+2) et T_{re}^N	(N)
<i>CR</i>	0.00	73.38	73.25	72.28	72.20	72.67
243Am	0.00	1.60	1.61	1.47	1.48	1.49
241Am	0.00	0.86	0.84	0.81	0.79	0.81
242Pu	29.49	27.95	27.95	28.07	28.07	28.05
241Pu	46.53	38.55	38.65	39.06	39.17	38.95
240Pu	93.05	99.82	99.22	99.72	99.19	99.75
239Pu	198.56	117.41	118.85	122.78	124.04	121.80
238Pu	11.68	9.53	9.54	9.69	9.70	9.66
234U	0.00	1.48	1.58	1.28	1.38	1.38
233U	0.00	49.36	49.13	44.75	44.61	44.52
233Pa	0.00	15.98	15.76	15.68	15.46	17.11
232Th	17987.70	17914.10	17913.45	17920.30	17919.70	17919.16
$\sum M_{fis}$	245.08	221.29	222.4	222.27	223.27	222.38

De plus, la sensibilité du *CR* à T_{re} est très différente entre les deux combustibles. En effet, nous avons évalué la pente de la courbe du *CR* au temps entre rechargement respectif, elle est environ 4.5 fois plus grande pour le *ThPu* (0.116%/j) que pour l'*U_{nat}* (0.026%/j). Pour expliquer ceci, il faut noter que la transformation de fertile à fissile atteint un maximum. En effet, plus la concentration en noyaux fissiles augmente plus il y en a qui réagissent et donc qui disparaissent. En terme de section efficace, cela revient à dire que même si la section efficace microscopique reste à peu près constante, la section efficace macroscopique augmente linéairement avec la concentration. A l'équilibre, il ne peut cependant pas en disparaître plus qu'il en est produit ; et nous pouvons donc écrire l'équation (11) qui donne le ratio asymptotique R_{ftf} de la teneur en fissile qu'il est possible de produire.

$$\begin{aligned}
 production &= consommation \\
 \sigma_c^{fert} N^{fert} \phi &= \sigma_a^{fiss} N^{fiss} \phi \\
 R_{ftf} = \frac{N^{fiss}}{N^{fert}} &= \frac{\sigma_c^{fert}}{\sigma_a^{fiss}} \quad (11)
 \end{aligned}$$

Les sections efficaces dépendant de l'énergie, ce ratio varie également avec le type de spectre du flux. Dans le domaine thermique, dans l'*U_{nat}*, la proportion de Pu239 vs U238 peut atteindre $R_{ftf} = 0.35\%$, et dans le *ThPu* celle de U233 vs Th232 est au maximum de $R_{ftf} = 1.3\%$ selon [5]. Pour les temps de sortie obtenus dans le cas de l'*U_{nat}* et du *ThPu*, le ratio R_{ftf} est de 0.26% et 0.28% respectivement. Ainsi dans le cas du *ThPu*, la teneur en fertile U233 est loin de son maximum ce qui explique à la fois l'allure toujours croissante du *CR* à la figure 10, et la pente plus grande pour le *CR* du *ThPu* que celle dans le cas de l'*U_{nat}*.

9 Conclusions

Lorsque la forme axiale du flux dans le réacteur est prise en compte dans l'évaluation des sections efficaces au niveau cellule, la principale différence est sur le temps entre les rechargements (et sur le burnup par conséquent). Le taux de conversion n'est pas très sensible au modèle utilisé directement, mais plus au temps entre les rechargements qui en dépend (pour le domaine qui nous intéresse). Un récapitulatif des résultats pour la méthode usuelle ($^{(1demi)}$ et T_{re}^0) et la méthode précise ($^{(N)}$) est donné au tableau 12.

A la vue de ces résultats, la méthode usuelle semble suffisante si le critère de comparaison est le $\overline{k_\infty}$ ou le *CR* (dans une limite de 1mk et de 1% respectivement). Par contre, en terme d'estimation du temps de cycle, la méthode précise est recommandée car la différence de burnup obtenu est de 3.5% pour *U_{nat}* et 7.5% pour le *ThPu*. Il est par contre bien important de garder une cohérence. Il est ainsi fortement déconseillé de mélanger des propriétés obtenues avec une méthode et un temps entre rechargements obtenu avec une autre, par exemple pour l'estimation de $\overline{k_\infty}$.

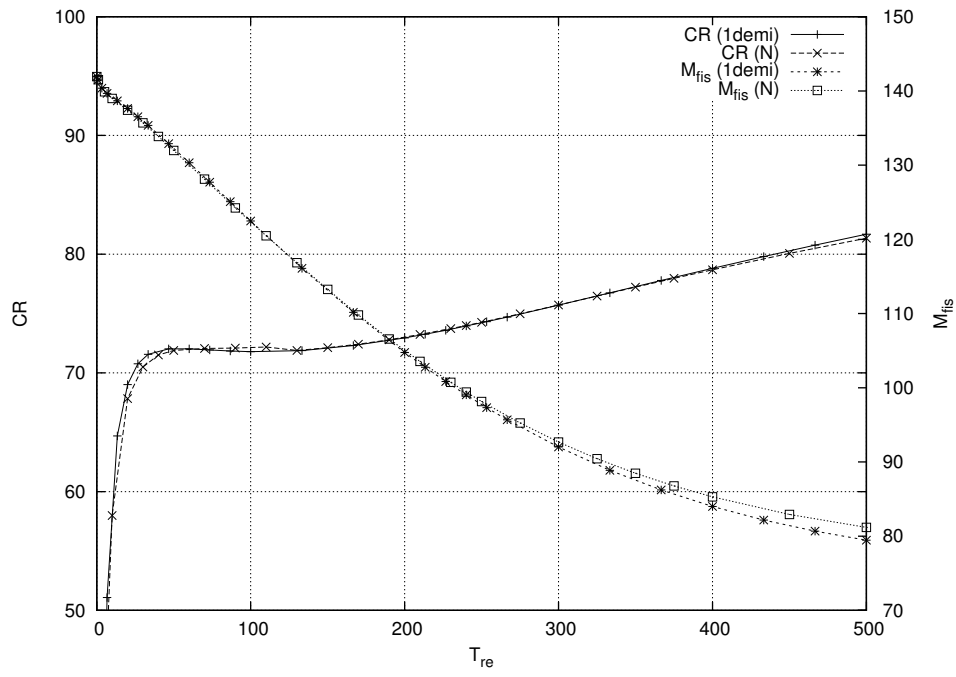


FIG. 9 – Taux de conversion et inventaire des noyaux fissiles pour le U_{nat}

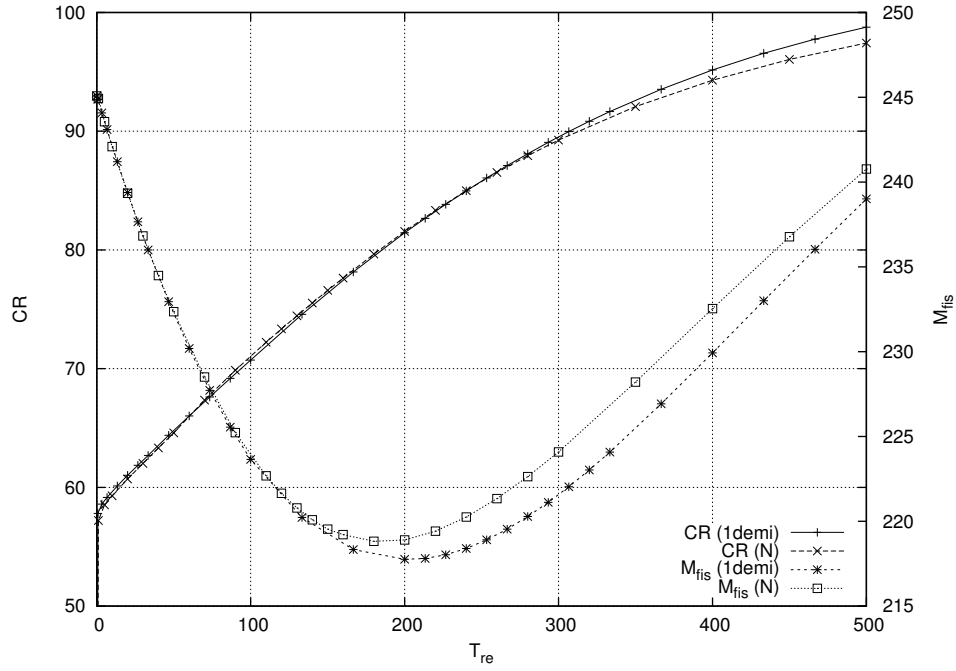


FIG. 10 – Taux de conversion et inventaire des noyaux fissiles pour le $ThPu$

TAB. 12 – Récapitulatif des résultats

Méthode	U_{nat}		$ThPu$	
	(1demi) et T_{re}^0	(N)	(1demi) et T_{re}^0	(N)
B^e (MWj/t)	7590.8	7323.3	4527.6	4184.7
$\overline{k_\infty}$	1.04472	1.04563	1.03499	1.03575
T_{re} (j)	229.5	221.5	123	113.5
T_{cyc} (j)	344.25	332.25	184.25	170.25
CR %	73.67	73.52	73.38	72.67

Références

- [1] M. Milgram, "Potential of axial fuel management strategies in thorium-fuelled candu's," Tech. Rep. AECL-6182, Atomic Energy Canadian limited (AECL), Chalk River, Canada, 1978.
- [2] M. Milgram, "Once-through thorium cycles in candu reactors," Tech. Rep. AECL-7516, Atomic Energy Canadian limited (AECL), Chalk River, Canada, 1982.
- [3] G. Marleau, A. Hébert, and R. Roy, "A user's guide for dragon 3.05b," Tech. Rep. IGE-174 Rev. 6B, École Polytechnique de Montréal, Institut de Génie Nucléaire, 2006.
- [4] E. Varin, A. Hébert, R. Roy, and J. Koclas, "A user's guide for donjon," Tech. Rep. IGE-208, École Polytechnique de Montréal, Institut de Génie Nucléaire, 2003.
- [5] V. Jagannathan, U. Pal, R. Karthikeyan, D. Raj, A. Srivastava, and S. Kahn, "Reactor physics ideas to design novel reactors with faster fissile growth," in *ICENES 2007, 13th International Conference on Emerging Nuclear Energy Systems*, 2007.
- [6] O. Méplan, A. Nuttin, O. Laulan, S. David, F. Michel-Sendis, and J. Wilson, "Mure : Mcnp utility for reactor evolution - description of the methods, first applications and results," in *ENC 2005 - European Nuclear Conference. Nuclear Power for the XXIst Century : From basic research to high-tech industry*, pp. 1–7, 2005.

10 Annexes

Pour ces calculs, plusieurs outils ont été développés. Plusieurs options ont été rajoutées à l'interface MureGui. La description de ces options est donnée dans le manuel d'utilisation [6].

Pour pouvoir utiliser l'interface MureGui avec les résultats obtenus par le code de DRAGON, un nouveau module a été conçu pour reformater les données type L_EDIT et L_BURNUP de DRAGON. Le guide de l'utilisateur pour ce nouveau module est donné ci-dessous avec le formalisme du guide de l'utilisateur de DRADON [3].

10.1 The XSGUI : module

The XSGUI : module is used to reformat microscopic cross-sections and inventory datas contained in BURNUP and EDIT, into the ASCII format of MURE software. One data file is created per time step. Investigated elements have to be specified in the EDI : module with the MICR keyword. Total, absorption and fission cross-sections (when available) are extracted.

The calling specifications are :

TAB. 13: Structure XSGUI :

XSGUI : BURNUP EDITION : : (descxsgui)
--

where

<i>BURNUP</i>	character*12 name of the extended BURNUP linked list.
<i>EDITION</i>	character*12 name of the extended EDITION linked list.
(descxsgui)	structure containing the data to module XSGUI :.

10.1.1 Data input for module XSGUI :

TAB. 14: Structure (descfobjct)

[EDIT iprint]

continued on next page


```

Z-LENGTH z
[ MIX-NAME  $n_{mix}$  [[ name n ]] ENDMIX ]
[ DEPL-DIR-NAME dirname ]
;

```

where

EDIT	key word used to set <i>iprint</i> .
<i>iprint</i>	index used to control the printing in module.
Z-LENGTH	key word used to set <i>z</i> .
<i>z</i>	length of the cell in 2D calculations. Used to compute the 3D volume of the cell (instead of the volume per unit of length stored in the EDITION file).
MIX-NAME	key word used to specify optional names for mixture n_{mix} . A maximum of 3 optional names can be specified.
n_{mix}	number of mixture.
<i>name</i>	optional name (TEXT12).
<i>n</i>	number associated with mixture name.
ENDMIX	key word used to specify no more optional names are provided.
	key word used to specify <i>dirname</i> .
<i>dirname</i>	repertory name where burnup data are stored .

A typical input file for DRAGON is provided below :

```

! Typical input file for XSGUI modul
!
! R.C. 10/2006
!

SEQ_ASCII  edit  burn :: FILE 'edit' 'burn' ;

LINKED_LIST EDITION BURNUP ;

MODULE XSGUI: END: ;

EDITION := edit ;
BURNUP  := burn ;

XSGUI: BURNUP EDITION ::
  EDIT 1
  DPL-DIR-NAME DEPL-DAT
  Z-LENGTH 50.0
  ;

END: ;

QUIT .

```

Enfin, pour calculer la forme axiale de puissance, une nouvelle option dans le module POWER : de DONJON a été faite. Le guide de l'utilisateur pour cette nouvelle option est donné ci-dessous avec le formalisme du guide de l'utilisateur de DONJON [4].

10.2 The POWER : module

These new options have to be added to (**descpower**) of the POWER : module.

10.2.1 Data input for module POWER :

TAB. 15: Structure (**descpower**)

[AVGAXLSHAPE { ZONE | CORE } { BIDIRECTION | REFUELDIR }]

where

AVGAXLSHAPE	key word used to compute the average axial power distribution.
ZONE	key word used to specify that the average is computed on each burnup zone separatly.
CORE	key word used to specify that the average is computed on the whole core (all burnup zones grouped).
BIDIRECTION	key word used to specify that the average is computed for each z plan (without taking the refueling scheme into account).
REFUELDIR	key word used to specify that the average is computed for each z plan by taking the refueling scheme into account ; For example in CANDU, the average is performed using a 'checker board way', i.e. bundle power values on fisrt and last z plan corresponding to newly inserted bundles are used to compute the average bundle power on first plan.

10.3 Schéma de la méthode générale

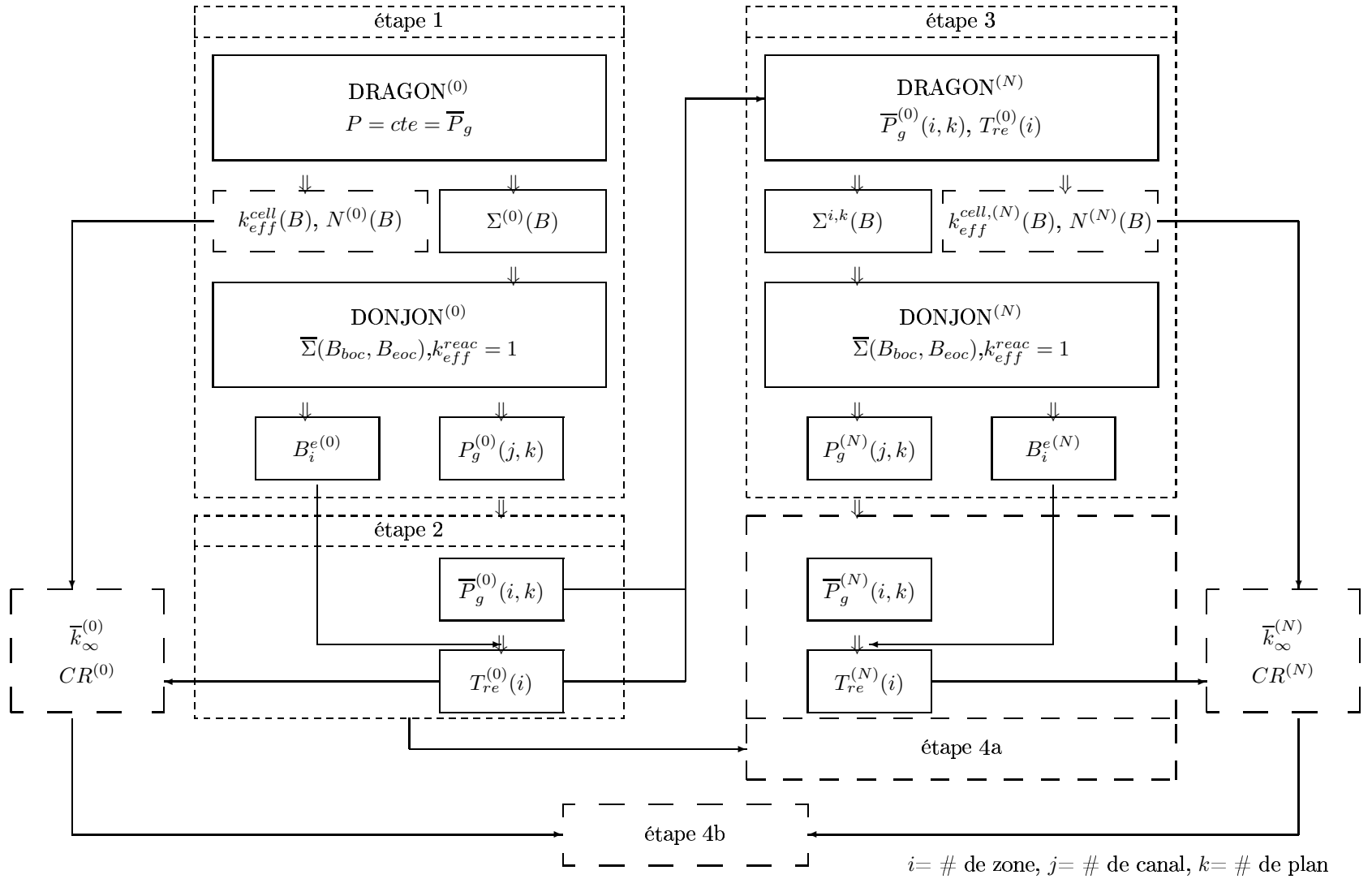


FIG. 11 – Schéma général de la méthode de comparaison.